Original publicado no Astrophysical Journal Letters em 10/04/2019 sob o DOI: https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab0ec7

# Primeiro Resultado do Event Horizon Telescope M87. I. A Sombra do Buraco Negro Supermassivo*

**The Event Horizon Telescope Collaboration**
**(Veja a lista completa de autores no artigo original*)**

## Resumo

Quando cercado por uma região de emissão transparente, espera-se que os buracos negros revelem uma sombra escura causada pelo efeito da gravidade na curvatura da luz e pela captura de fótons no horizonte de eventos. Para ilustrar e estudar este fenômeno, montamos o Event Horizon Telescope (EHT), um arranjo interferométrico de ampla linha de base observado no comprimento de onda de 1,3 mm. Isso nos permite reconstruir imagens em escala do horizonte de eventos do candidato a buraco negro supermassivo no centro da galáxia elíptica gigante M87. A fonte de rádio compacta central foi resolvida como um anel de emissão brilhante assimétrica com um diâmetro de $42\pm3\mu$as, circular e englobando uma depressão central com brilho em uma razão de fluxo $> 10:1$. O anel de emissão é recuperado usando diferentes esquemas de calibração e imagem, com seu diâmetro e espessura permanecendo estáveis ao longo de quatro observações realizadas em diferentes dias. No geral, a imagem observada é consistente com as expectativas para a sombra de um buraco negro de Kerr, como previsto pela relatividade geral (RG). A assimetria no brilho do anel pode ser explicada em termos de irradiação relativística da emissão de um plasma girando próximo da velocidade da luz ao redor de um buraco negro. Comparamos nossas imagens a uma extensa biblioteca de simulações magneto-hidrodinâmicas de buracos negros usando a RG e derivamos uma massa central de $M = 6,5 \pm 0,7 \times 10^9 M_\odot$. Nossas observações em ondas de rádio fornecem portanto evidências poderosas sobre a presença de buracos negros supermassivos em centros de galáxias e como motores centrais de núcleos ativos de galáxias. Eles também apresentam uma nova ferramenta para explorar a gravidade em seu limite mais extremo e em uma escala de massa até agora inacessível.

*Este artigo foi traduzido por Sthiven Raphael Melo Correia entre 10/abril/2019 e 31/maio/2019 com o auxilio do pós-doutorando do INCT do e-Universo (LIneA/ON) Adriano Pieres. A intenção é prover maior acessibilidade do artigo aos alunos que apresentam dificuldades na leitura no texto original (https://iopscience.iop.org/article/10.3847/2041-8213/ab0ec7/pdf).

## 1 Introdução

Os buracos negros são uma previsão fundamental da teoria da relatividade geral (RG; Einstein 1915). Uma característica principal dos buracos negros é seu horizonte de eventos, um limite causal unidirecional no espaço-tempo do qual nem mesmo a luz pode escapar (Schwarzschild, 1916). A produção de buracos negros é genérica em RG (Penrose 1965), e mais de um século depois de Schwarzschild, eles permanecem no centro das questões fundamentais na unificação da RG com a física quântica (Hawking, 1976; Giddings, 2017).

Buracos negros são comuns em astrofísica e são encontrados em uma ampla gama de massas. Evidência de buracos negros de massa estelar vem de raios-X (Webster & Murdin 1972; Remillard & McClintock 2006) e medições de ondas gravitacionais (Abbott et al. 2016). Considera-se que buracos negros supermassivos, com massas de milhões a dezenas de bilhões de massas solares, existem nos centros de quase todas as galáxias (Lynden-Bell, 1969; Kormendy e Richstone, 1995; Miyoshi et al., 1995), inclusive no centro da nossa Galáxia (Eckart & Genzel 1997; Ghez et al. 1998; Gravity Collaboration et al. 2018a) e no núcleo da galáxia elíptica M87 (Gebhardt et al. 2011; Walsh et al. 2013).

Os núcleos galácticos ativos (AGNs) são regiões brilhantes centrais que podem ofuscar toda a população estelar de sua galáxia hospedeira. Alguns desses objetos, os quasares, são as fontes mais luminosas do universo (Schmidt 1963; Sanders et al. 1989) e se considera que são alimentados por buracos negros supermassivos que acretam matéria a taxas muito altas através de um disco geometricamente fino e opticamente espesso (Shakura & Sunyaev 1973; Sun & Malkan 1989). Em contraste, a maioria dos AGNs no universo local, incluindo o centro galáctico e M87, estão associados a buracos negros supermassivos alimentados por quentes e débeis fluxos de acreção, com taxas de acreção muito menores

(Ichimaru 1977; Narayan e Yi 1995; Blandford e Begelman 1999; Yuan & Narayan 2014).

Em muitos AGNs, os jatos de plasmas relativísticos colimados (Bridle & Perley 1984; Zensus 1997) lançados pelo buraco negro central contribuem para a emissão observada. Esses jatos podem ser alimentados tanto por campos magnéticos que segregam o horizonte de eventos, extraindo a energia rotacional do buraco negro (Blandford & Znajek, 1977), quanto pelo fluxo de acreção (Blandford e Payne, 1982). A emissão no horizonte próximo dos núcleos galácticos ativos de baixa luminosidade (LLAGNs; Ho, 1999) é produzida pela radiação síncrotron, que atinge o pico do rádio através do infravermelho distante. Esta emissão pode ser produzida pelo fluxo de acreção (Narayan et al. 1995), pelo jato (Falcke et al. 1993), ou por ambos (Yuan et al. 2002).

Quando visto do infinito, um buraco negro não rotativo de Schwarzschild (1916) tem um raio de captura de fótons $R_c = \sqrt{27} r_g$, onde $r_g \equiv GM/c^2$ é a escala de comprimento característica de um buraco negro. O raio de captura de fótons é maior que o raio de Schwarzschild $R_S$ que marca o horizonte de eventos de um buraco negro não rotatório, $R_S \equiv 2r_g$. Fótons se aproximando do buraco negro com um parâmetro de impacto $b < R_c$ são capturados e mergulham no buraco negro (Hilbert 1917); fótons com $b > R_c$ escapam ao infinito; fótons com $b = R_c$ são capturados em uma órbita circular instável e produzem uma lente comumente chamado de "anel de fótons". Na métrica Kerr (1963), que descreve buracos negros com momento angular de giro, $R_c$ muda com a orientação do raio em relação ao vetor momento angular, e a seção transversal do buraco negro não é necessariamente circular (Bardeen 1973). Essa mudança é pequena ($\leq 4\%$), mas potencialmente detectável (Takahashi 2004; Johannsen & Psaltis 2010).

As simulações de Luminet (1979) mostraram que para um buraco negro imerso em um disco de acreção geometricamente fino e opticamente espesso, o raio de captura de fótons pareceria a um observador distante como um fino anel de emissão dentro de uma imagem do disco de acreção semelhante a uma lente. Para buracos negros acretadores imersos em um disco opticamente fina e geometricamente espessa, como nos LLAGNs, a combinação de um horizonte de eventos com a curvatura da luz leva ao aparecimento de uma "sombra" escura acompanhado de um anel de emissão brilhante que deve ser detectável através de experimentos de interferometria de linha de base ampla (Falcke et al. 2000a) ou VLBI, na sigla em inglês. Sua forma pode aparecer como um "crescente" por causa da rotação rápida e irradiação relativística (Falcke et al. 2000b; Bromley et al. 2001; Noble et al. 2007; Broderick & Loeb 2009; Kamruddin & Dexter 2013; Lu et al. 2014).

O diâmetro projetado observado do anel de emissão, que contém radiação principalmente do anel de fótons gravitacionalmente em forma de lente, é proporcional ao $R_c$ e, portanto, à massa do buraco negro, mas também depende não trivialmente de vários fatores: a resolução de observação, o vetor rotação do buraco negro e a sua inclinação, bem como o tamanho e a estrutura da região de emissão. Esses fatores são tipicamente da ordem da unidade e podem ser calibrados usando modelos teóricos.

Simulações modernas de fluxos de acreção usando RG e transferência radiativa produzem imagens realistas de sombras e crescentes de buracos negros para uma ampla gama de modelos de emissão próximos ao horizonte (Broderick & Loeb 2006; Mościbrodzka et al. 2009; Dexter et al 2012; Dibi et al. 2012; Chan et al. 2015; Mościbrodzka et al. 2016; Porth et al., 2017; Chael et al., 2018a; Ryan et al., 2018; Davelaar et al., 2019). Estas imagens podem ser usadas para testar as propriedades básicas dos buracos negros como previsto em RG (Johannsen & Psaltis 2010; Broderick et al. 2014; Psaltis et al. 2015), ou em teorias alternativas da gravidade (Grenzebach et al. 2014; Younsi et al. 2016; Mizuno et al. 2018). Eles também podem ser usados para testar teorias alternativas para buracos negros (Bambi & Freese 2009; Vincent et al. 2016; Olivares et al. 2019).

VLBI em um comprimento de onda de observação de 1,3 mm (230 GHz) com linhas de base da escala de diâmetro da Terra é necessária para resolver as sombras do núcleo de M87 (M87$^\star$ daqui em diante) e do centro Galáctico de Sagitário A$^\star$ (Sgr A$^\star$, Balick & Brown 1974), os dois buracos negros supermassivos com os maiores tamanhos aparentes angulares (Johannsen et al. 2012). Com comprimentos de onda de 1,3 mm e mais curtos, linhas de base VLBI com diâmetro da Terra alcançam uma resolução angular suficiente para resolver a sombra de ambas as fontes, enquanto os espectros de ambas as fontes se tornam opticamente finas, então revelando a estrutura da região de emissão mais interna. Experiências iniciais (Padin et al. 1990; Krichbaum et al. 1998) demonstraram a viabilidade de técnicas de VLBI em comprimentos de onda de $\sim$ 1,3 mm. Ao longo da década seguinte, um programa para melhorar a sensibilidade de 1,3 mm-VLBI através do desenvolvimento de instru-

mentação de banda larga levou à detecção de estruturas com escala de horizonte de evento em Sgr A$^\star$ e M87$^\star$ (Doeleman et al. 2008, 2012). Com base nessas observações, a colaboração Telescópio de Horizonte de Eventos (EHT) foi estabelecida para montar um arranjo global VLBI operando em um comprimento de onda de 1,3 mm com tal resolução angular, sensibilidade e cobertura de linha de bases necessárias para imagear as sombras em M87$^\star$ e Sgr A$^\star$.

Neste artigo, apresentamos e discutimos as primeiras imagens em escala do horizonte de eventos do candidato a buraco negro supermassivo M87$^\star$ de uma campanha EHT VLBI realizada em abril de 2017 em um comprimento de onda de 1,3 mm. Os artigos anexos fornecem uma descrição mais detalhada do instrumento (EHT Collaboration et al. 2019a, Documento II), redução de dados (EHT Collaboration et al. 2019b, daqui em diante Documento III), imagens da sombra M87 (EHT Collaboration et al. 2019c), daqui em diante, Documento IV), modelos teóricos (EHT Collaboration et al., 2019d, daqui em diante, Documento V), e a estimativa da massa do buraco negro (EHT Collaboration et al. 2019e, daqui em diante Documento VI).

## 2 O Núcleo de M87 em ondas de rádio

Em Curtis (1918), Heber Curtis detectou uma característica linear em M87, mais tarde chamada de "jato" por Baade & Minkowski (1954). O jato é visto como uma fonte de rádio brilhante, Virgo A ou 3C 274 (Bolton et al. 1949; Kassim et al. 1993; Owen et al. 2000), que se estende até 65 kpc com uma idade estimada em cerca de 40 Myr e potência $\simeq 10^{42}$ a $10^{45}$ erg s$^{-1}$ (de Gasperin et al. 2012; Broderick et al. 2015). Também é bem estudado na faixa do ótico (Biretta et al. 1999; Perlman et al. 2011), Raio-X (Marshall et al. 2002) e bandas de raios gama (Abramowski et al. 2012). A extremidade a montante do jato é marcada por uma fonte de rádio compacta (Cohen et al. 1969). Tal fonte de rádio compacta está presentes em todos os LLAGNs (Wrobel & Heeschen 1984; Nagar et al. 2005) e acredita-se serem assinaturas de buracos negros supermassivos.

As estruturas em rádio do jato de larga escala (Owen et al. 1989; de Gasperin et al. 2012) e do núcleo de M87 (Reid et al. 1989; Junor et al. 1999; Hada et al. 2016; Mertens et al. al. 2016; Kim et al., 2018b; Walker et al., 2018) foram resolvidos em grandes detalhes e em mútiplos comprimentos de onda. Além disso, a correção do efeito "deslocamento do centro" (Blandford & Königl 1979), onde a posição aparente do núcleo na frequência de rádio se desloca na direção do jato a montante com comprimento de onda decrescente de maior transparência para auto-absorção síncrotron, indica que, em um comprimento de onda de 1,3 mm, M87$^\star$ é coincidente com o buraco negro supermassivo (Hada et al. 2011). O envelope do jato membro mantém uma forma quase parabólica sobre uma vasta gama de distâncias de $\sim 10^5 r_g$ até $\sim 20 r_g$ (Asada & Nakamura 2012; Hada et al 2013; Nakamura & Asada 2013; Nakamura et ai. 2018; Walker et al. 2018).

Observações de VLBI em 1,3 mm revelam um diâmetro da região de emissão de $\sim 40\mu$as, o que é comparável à estrutura esperada em escala de horizonte (Doeleman et al. 2012; Akiyama et al. 2015). Essas observações, no entanto, não foram capazes de visualizar a sombra do buraco negro devido à limitada cobertura da linha de base.

Com base em três medidas recentes da população estelar, adotamos uma distância para M87 de $16,8 \pm 0,8$ Mpc (Blakeslee et al. 2009; Bird et al. 2010; Cantiello et al. 2018, ver Documento VI). Usando essa distância e a modelagem do brilho da superfície e da dispersão da velocidade das estrelas em comprimentos de onda óticos (Gebhardt & Thomas 2009; Gebhardt et al. 2011), inferimos que a massa de M87$^\star$ é $M = 6,2^{+1,1}_{-0,6} \times 10^9 M\odot$ (ver Tabela 9 no Documento VI). Por outro lado, medições de massa modelando a estrutura cinemática do disco de gás (Harms et al. 1994; Macchetto et al. 1997) produzem $M = 3,5^{+0,9}_{-0,3} \times 10^9 M\odot$ (Walshet al. 2013, Documento VI). Estas duas estimativas de massa, via dinâmica estelar e de gás, preveem um diâmetro teórico da sombra para um buraco negro de Schwarzschild de $37,6^{+6,2}_{-3,5}\mu$as e $21,3^{+5}_{-1,7}\mu$as, respectivamente.

## 3 O Telescópio

O EHT (Paper II) é um experimento VLBI que mede diretamente "visibilidades", ou componentes de Fourier, da distribuição de brilho em rádio no céu. À medida que a Terra gira, cada par de telescópios na rede coleta muitas frequências espaciais. O arranjo tem uma resolução angular nominal de $\lambda/L$, onde $\lambda$ é o comprimento de onda observado e $L$ é o comprimento de linha de base máximo projetado entre telescópios no arranjo (Thompson et al. 2017). Dessa forma, o VLBI cria um telescópio virtual que abrange quase todo o diâmetro da Terra.

Para medir as visibilidades interferométricas, os telescópios amplamente separados amostram

e registram simultanea e coerentemente o campo de radiação da fonte. A sincronização usando o Sistema de Posicionamento Global (GPS) normalmente atinge o alinhamento em tempo dessas gravações em dezenas de nanossegundos. Cada estação está equipada com um padrão de frequência de maser de hidrogênio. Com as condições atmosféricas durante nossas observações, o tempo de integração coerente foi tipicamente de 10s (ver Figura 2 no Documento II). O uso de padrões de frequência de maser de hidrogênio em todos os sítios do EHT garante coerência em todo o array nesta escala de tempo. Após as observações, as gravações são organizadas em um local central, alinhadas no tempo, e os sinais de cada par de telescópios são correlacionados.

Embora o VLBI esteja bem estabelecido em comprimentos de onda de centímetro e milímetro (Boccardi et al. 2017; Thompson et al. 2017) e possa ser usado para estudar os ambientes próximos de buracos negros (Krichbaum et al. 1993; Doeleman et al. 2001), a extensão do VLBI a um comprimento de onda de 1,3 mm exigiu desenvolvimentos técnicos a longo prazo. Desafios em comprimentos de onda mais curtos incluem aumento do ruído na eletrônica do receptor de rádio, mais alta opacidade atmosférica, maiores flutuações de fase causadas pela turbulência atmosférica e diminuição na eficiência e no tamanho dos radiotelescópios nas bandas de observação milimétricas e submilimétricas. Iniciado em 2009 (Doeleman et al. 2009a), o EHT iniciou um programa para enfrentar esses desafios aumentando a sensibilidade do arranjo. O desenvolvimento e a implantação de sistemas VLBI de banda larga (Whitney et al. 2013; Vertatschitsch et al. 2015) levaram a taxas de registro de dados que agora excedem as taxas dos arranjos típicos de VLBI centimétricas em mais de uma ordem de grandeza. Esforços paralelos para apoiar atualizações de infraestrutura em locais adicionais de VLBI, incluindo o Atacama Large Millimeter / submillimeter Array (ALMA; Matthews et al. 2018; Goddi et al. 2019) e o telescópio Atacama Pathfinder Experiment (APEX) no Chile (Wagner et al. 2015), o Grande Telescópio Milimétrico Alfonso Serrano (LMT) no México (Ortiz-León et al. 2016), o telescópio IRAM de 30m no Pico Veleta (PV) na Espanha (Greve et al. 1995), o Submillimeter Telescope Observatory no Arizona (SMT; Baars et al. 1999), o telescópio James Clerk Maxwell (JCMT), o Submillimeter Array (SMA) no Havaí (Doeleman et al. 2008; Primiani et al. 2016; Young et al. 2016), e o Telescópio do Polo Sul (SPT) na Antártida (Kim et al. 2018a) ampliaram o leque de linhas de base e cobertura do EHT e a área geral de coleta do arranjo. Estes desenvolvimentos aumentaram a sensibilidade do EHT por um fator de $\sim 30$ sobre os primeiros experimentos que confirmaram as estruturas em escala de horizonte em M87$^\star$ e Sgr$^\star$ (Doeleman et al. 2008,2012; Akiyama et al. 2015; Johnson et al. 2015; Fish et al. 2016; Lu et al. 2018).

Para as observações em um comprimento de onda de 1,3 mm apresentadas aqui, a colaboração do EHT utilizou um conjunto global de VLBI de oito estações em seis sítios geográficos. Os comprimentos de linha de base variaram de 160 a 10.700 km em direção a M87$^\star$, resultando em um arranjo com uma resolução teórica de limite de difração de $\sim 25\mu$as (ver Figuras 1 e 2 e Documento II).

## 4 Observações, Correlação e Calibração

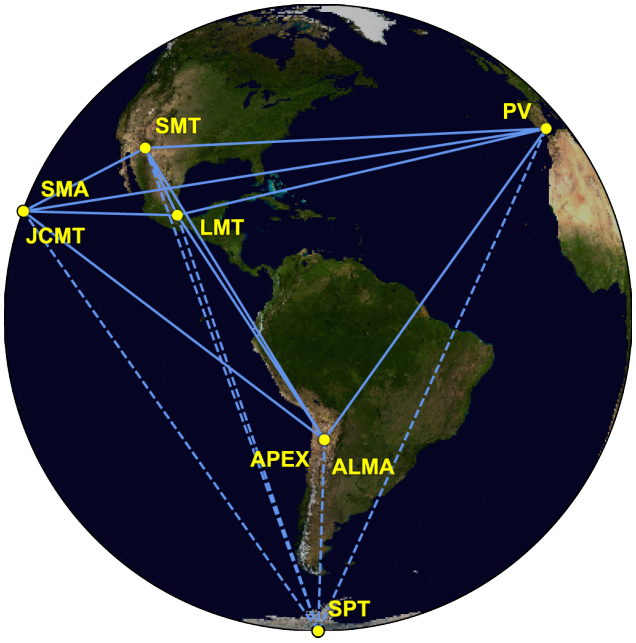


Figura 1: Oito estações da campanha EHT 2017 em seis localizações geográficas, conforme visualizadas a partir do plano equatorial. Linhas de base cheias representam visibilidade mútua em M87$^\star$ (declinação de $+12°$). As linhas de base tracejadas foram usadas para a fonte de calibração 3C279 (ver Documentos III e IV ).

Observamos M87$^\star$ com o EHT em 5, 6, 10 e 11 de abril de 2017. O tempo foi uniformemente de bom a excelente, com a mediada da opacidade atmosférica noturna no zênite em 230 GHz variando de 0,03 a 0,28 nos diferentes locais. As observações foram agendadas com uma série de varreduras de três a sete minutos de duração, com

varreduras em M87⋆ intercaladas com as do quasar 3C 279. O número de varreduras por noite obtidas para M87⋆ variou de 7 (10 de abril) a 25 (6 de abril) como resultado de diferentes horários de observação. Uma descrição das observações do M87⋆, suas correlações, calibração e dados finais validados é apresentada no Documento III e brevemente resumida aqui.

Em cada estação, o sinal astronômico em ambas as polarizações e em duas bandas de frequências largas adjacentes de 2 GHz centradas em 227,1 e 229,1 GHz foram convertidas para banda base usando técnicas heteródinas padrão, depois digitalizadas e gravadas a uma taxa total de 32 Gbps. A correlação dos dados foi realizada usando um correlacionador de software (Deller et al. 2007) no MIT Haystack Observatory e no Max-Planck-Institut für Radioastronomie, cada um lidando com uma das duas bandas de frequência. As diferenças entre os dois correlacionadores independentes mostraram-se insignificantes através da troca de algumas varreduras idênticas para comparação cruzada. Na correlação, os sinais foram alinhados a uma referência de tempo comum usando uma geometria da Terra a priori e um modelo de relógio.

Uma etapa subsequente de ajuste de frente de onda identificou detecções na potência de sinal correlacionada quando calibrando a fase dos dados para atrasos residuais e efeitos atmosféricos. A utilização do ALMA como estação de referência altamente sensível permitiu correções críticas para distorções ionosféricas e troposféricas nos outros locais. O ajuste de frente de onda foi realizado com três pipelines automatizadas independentes, cada uma adaptada às características específicas das observações do EHT, tais como largura de banda larga, suscetibilidade à turbulência atmosférica e heterogeneidade do arranjo (Blackburn et al., 2019; Janssen et al., 2019, Paper III). Os pipelines fizeram uso de software padrão para o processamento de dados de rádio-interferometria (Greisen 2003; Whitney et al. 2004; McMullin et al. 2007, IM van Bemmel et al. 2019, em preparação).

Os dados das pipelines de ajuste de frente de onda foram escalonados dos coeficientes de correlação para uma escala de densidade de fluxo físico uniforme (em Jansky) usando uma estimativa inicial independente da sensibilidade de cada telescópio. As precisões das sensibilidades da estação foram estimadas entre 5% a 10% em amplitude, embora certas perdas não caracterizadas (por exemplo, de mau apontamento ou foco) possam exceder a estimativa de erro. Assumindo valores de densidade de fluxo total derivados de

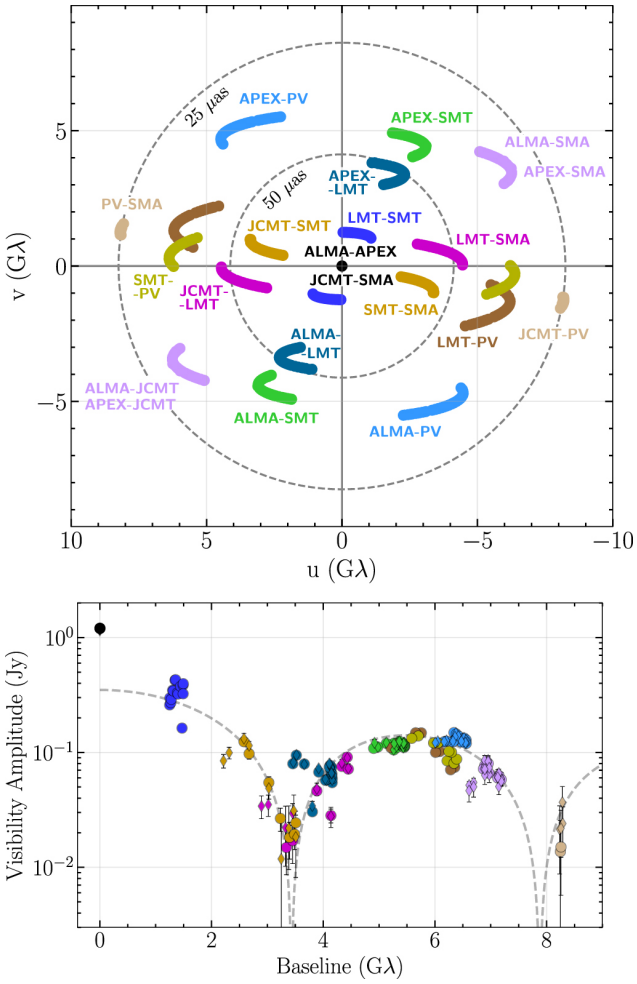


Figura 2: Acima: Cobertura $(u, v)$ para M87⋆, agregada ao longo de todos os quatro dias das observações. As coordenadas $(u, v)$ para cada par de antenas são o comprimento da linha de base projectada na fonte em unidades do comprimento de onda de observação $\lambda$ e são dadas para pares conjugados. Linhas de base para o ALMA/APEX e para o JCMT/SMA são redundantes. Linhas circulares pontilhadas indicam comprimentos de linha de base correspondentes a espaçamentos de franja de 50 e 25$\mu$as. Inferior: amplitudes de visibilidade calibradas finais de M87⋆ em função do comprimento de linha de base projetado em 11 de abril. As linhas de base redundantes para APEX e JCMT são plotadas como losangos. Barras de erro correspondem a incertezas térmicas (estatísticas). A transformada de Fourier de um modelo de anel fino simétrico azimutalmente com diâmetro de 46$\mu$as é também mostrado com uma linha tracejada para comparação.

dados interferométricos do ALMA (Goddi et al. 2019) e utilizando redundância de matriz via calibração de rede (Paper III), refinamos a calibração de amplitude absoluta de telescópios que estão posicionados e possuem linhas de base redundantes, ou seja, ALMA/APEX e JCMT/SMA.

A mediana da razão sinal/ruído da média da varredura para M87$^\star$ foi $> 10$ em linhas de base não-ALMA e $> 100$ em linhas de base para o ALMA, levando a pequenos erros estatísticos na amplitude e fase de visibilidade. As comparações entre as três pipelines independentes, as duas polarizações e as duas bandas de frequência permitiram a estimativa de erros de linha de base sistemáticos de cerca de 1° na fase de visibilidade e de 2% nas amplitudes de visibilidade. Esses pequenos erros limitantes permanecem mesmo depois do ajuste das sensibilidades das estações e fases desconhecidas da estação através da autocalibração (Pearson & Readhead 1984) e afetam as quantidades de fechamento interferométrico (Rogers et al., 1974; Readhead et al., 1980). Após a validação de dados e comparações de pipeline, uma única saída da pipeline foi designada como o conjunto de dados primário da primeira liberação de dados científicos do EHT e usada para resultados subsequentes, enquanto as saídas dos outros dois pipelines ofereceram suporte a conjuntos de dados de validação. As visibilidades complexas finais calibradas $V(u, v)$ correspondem as componentes de Fourier da distribuição de brilho no céu na frequência espacial $(u, v)$ determinada pela linha de base projetada expressa em unidades do comprimento de onda de observação (van Cittert 1934; Thompson et al. 2017). A Figura 2 mostra a cobertura $(u, v)$ e as amplitudes de visibilidades calibradas de M87$^\star$ para 11 de abril. As amplitudes de visibilidade se assemelham às de um anel fino (isto é, uma função de Bessel $J_0$; veja a Figura 10.12 em Thompson et al. 2017). Esse modelo de anel com diâmetro de 46 $\mu$as tem um primeiro nulo a 3,4 G$\lambda$, combinando o mínimo na densidade de fluxo observada e é consistente com uma densidade de fluxo reduzida na linha de base mais longa do Hawai'i-Espanha (JCMT / SMA-PV) próximo de 8 G$\lambda$. Este modelo particular de anel, mostrado com uma linha tracejada no painel inferior da Figura 2, é apenas ilustrativo e não se ajusta a todos os recursos nos dados. Primeiro, as amplitudes de visibilidade nas linhas de base de VLBI mais curtas sugerem que cerca de metade da densidade de fluxo compacta vista na linha de base ALMA-APEX de $\sim$2 km é resolvida pelo feixe interferométrico (Paper IV). Em segundo lugar, diferenças na profundidade do primeiro mínimo em função da orientação, bem como fases de fechamento medidas altamente diferentes de zero, indicam algum grau de assimetria na fonte (Papers III , VI). Finalmente, as amplitudes de visibilidade representam apenas metade da informação disponível para nós. Em seguida, exploraremos imagens e modelos geométricos mais complexos que podem se ajustar às amplitudes e fases de visibilidade medidas.

## 5 Imagens e Recursos

Nós reconstruímos imagens calibrando as visibilidades do EHT, que fornecem resultados independentes dos modelos (Papel IV ). No entanto, existem dois grandes desafios na reconstrução de imagens a partir de dados EHT. Em primeiro lugar, as linhas de base EHT amostram uma gama limitada de frequências espaciais, correspondendo a escalas angulares entre 25 e 160 $\mu$as. Como o plano $(u, v)$ é escassamente amostrado (Figura 2), o problema inverso é sub-vinculado. Segundo, as visibilidades medidas não possuem calibração de fase absoluta e podem ter incertezas de calibração de grande amplitude.

Para lidar com esses desafios, os algoritmos de imagens incorporam suposições e vínculos adicionais que são projetadas para produzir imagens que são fisicamente plausíveis (por exemplo, positivas e compactas) ou conservadoras (por exemplo, suaves), embora permaneçam consistentes com os dados. Nós exploramos duas classes de algoritmos para reconstruir imagens a partir de dados do EHT. A primeira classe de algoritmos é a abordagem tradicional CLEAN usada na rádio interferometrica (por exemplo, Högbom 1974; Clark 1980). CLEAN é uma abordagem de modelagem inversa que faz a convolução inversa da função de espalhamento pontual a partir das visibilidades no espaço das transformadas de Fourier. Ao aplicar CLEAN, é necessário auto-calibrar iterativamente os dados entre as rodadas de geração de imagens para resolver erros de fase e amplitude variáveis no tempo nos dados. A segunda classe de algoritmos é a chamada Máxima Verossimilhança Regularizada (RML na sigla em inglês; por exemplo, Narayan e Nityananda, 1986; Wiaux et al., 2009; Thiébaut, 2013). A RML é uma abordagem de modelagem avançada que procura uma imagem que não seja apenas consistente com os dados observados, mas também favoreça propriedades de imagem específicas (por exemplo, suavidade ou compactação). Assim como com CLEAN, os métodos RML normalmente iteram entre a geração de imagens e a autocalibração, embora também possam ser usados para imagens diretamente em

quantidades robustas de fechamento imunes a erros de calibração baseados em estações. Os métodos RML foram extensivamente desenvolvidos para o EHT (por exemplo, Honma et al. 2014; Bouman et al. 2016; Akiyama et al. 2017; Chael et al. 2018b; ver também Paper IV).

Todo algoritmo de imagem possui uma variedade de parâmetros livres que podem afetar significativamente a imagem final. Adotamos uma abordagem de imagem de dois estágios para controlar e avaliar vieses nas reconstruções a partir de nossas escolhas desses parâmetros. No primeiro estágio, quatro equipes trabalharam de forma independente para reconstruir as primeiras imagens do EHT do M87$^\star$ usando uma liberação antecipada de dados de engenharia. As equipes trabalharam sem interação para minimizar o viés compartilhado, mas cada uma delas produziu uma imagem com uma característica proeminente semelhante: um anel de diâmetro $\sim 38-44\mu$as, com brilho relevante na direção sul (veja a Figura 4 no Paper IV).

No segundo estágio de imagem, desenvolvemos três pipelines de imagem, cada um usando um pacote de software diferente e uma metodologia associada. Cada pipeline pesquisou uma série de parâmetros de imagem, produzindo $\sim 10^3$ a $10^4$ imagens de diferentes combinações de parâmetros. Determinamos um conjunto de melhores combinações de parâmetros que tanto produziram imagens de M87$^\star$ que eram consistentes com os dados observados e que reconstruíram imagens precisas de conjuntos de dados sintéticos correspondentes a quatro modelos geométricos conhecidos (anel, crescente, disco preenchido e fonte dupla assimétrica). Para todos os pipelines, os melhores conjuntos de dados mostraram um anel assimétrico com um diâmetro de $\sim 40\mu$as, com diferenças surgindo principalmente nas resoluções angulares efetivas obtidas por diferentes métodos.

Para cada pipeline, determinamos a combinação única de parâmetros de imagem fiducial fora dos melhores conjuntos que tiveram melhor desempenho em todos os conjuntos de dados sintéticos e para cada metodologia de imagem associada (ver Figura 11 no Paper IV). Como as resoluções angulares das imagens reconstruídas variam entre os pipelines, nós desfocamos cada imagem com uma Gaussiana circular para uma resolução angular conservadora comum de 20 $\mu$as. A parte superior da Figura 3 mostra uma imagem de M87$^\star$ em 11 de abril obtida pela média das imagens fiduciais desfocadas das três pipelines. A imagem é dominada por um anel com um perfil azimutal assimétrico que é orientado em um ângulo de posição $\sim 170°$ na direção leste, partindo do Norte. Embora o ângulo de posição medido aumente $\sim 20°$ entre os dois primeiros dias e os dois últimos dias, as características da imagem são amplamente consistentes nos diferentes métodos de imagem e nos quatro dias de observação. Isso é mostrado na parte inferior da Figura 3, que relata as imagens em dias diferentes (veja também a Figura 15 no Documento IV). Estes resultados são também consistentes com os obtidos a partir do ajuste do domínio de visibilidade dos modelos de magneto-hidrodinâmica geométrica e relatividade geral ou GRMHD (Paper VI).

## 6 Modelagem Teórica

A aparência do M87$^\star$ foi modelada com sucesso usando simulações GRMHD, que descrevem um disco magnetizado quente e turbulento orbitando um buraco negro de Kerr. Eles naturalmente produzem um jato potente e podem explicar a distribuição de energia espectral de banda larga observada nos LLAGNs. Em um comprimento de onda de 1,3 mm, e como observado aqui, as simulações também prevêem uma sombra e um anel de emissão assimétrica. Este último não coincide necessariamente com a órbita circular estável mais interna, ou ISCO, e está relacionado ao anel de fótons com lente. Para explorar este cenário em grande detalhe, nós construímos uma biblioteca de imagens sintéticas (Biblioteca de Imagens) descrevendo fluxos de acreção magnetizada em buracos negros em RG* (Paper V). As imagens em si são produzidas a partir de uma biblioteca de simulações (Biblioteca de Simulações) coletando os resultados de quatro códigos resolvendo as equações do GRMHD (Gammie et al. 2003; Sadowski et al. 2014; Porth et al. 2017; Liska et al. 2018). Os elementos da Biblioteca de Simulações foram acoplados a três traços de raios-relativísticos gerais e diferentes códigos de transferência radioativa (GRRT, Bronzwaer et al. 2018; Mościbrodzka & Gammie 2018; Z. Younsi et al. 2019, em preparação). Nós nos limitamos a fornecer aqui uma breve descrição das configurações iniciais e dos cenários físicos explorados nas simulações; veja o artigo V para detalhes sobre os códigos GRMHD e GRRT, que foram co-validados em precisão e consistência (Gold et al. 2019; Porth et al. 2019).

Uma típica simulação GRMHD na biblioteca é caracterizada por dois parâmetros: o spin adi-

*Espaços espaciais mais exóticos, como buracos negros de dilaton, estrelas de bósons e gravastares, também foram considerados (Artigo V).

mensional $a_* \equiv Jc/GM^2$, onde $J$ e $M$ são, respectivamente, o momento angular de rotação e a massa do buraco negro, e o fluxo magnético adimensional líquido sobre o horizonte de evento $\phi \equiv \Phi/(M{R_g}^2)^{1/2}$, onde $\Phi$ e $M$ são o fluxo magnético e o fluxo de massa (ou taxa de acreção) ao longo do horizonte, respectivamente. Como as simulações do GRMHD escalam com a massa do buraco negro, $M$ é definido apenas no momento de produzir as imagens sintéticas com os códigos GRRT. O fluxo magnético é geralmente diferente de zero porque o campo magnético fica preso no buraco negro pelo fluxo de acreção e é sustentado pelas correntes no plasma circundante.

Esses dois parâmetros nos permitem descrever discos de acreção que são prógrados ($a_* \geq 0$) ou retrógrados ($a_* < 0$) em relação ao eixo de rotação do buraco negro, e cujos fluxos de acréscimo são "SANE" (de "Standard and Evolução Normal", Narayan et al. 2012) com $\phi \sim 1$, ou "MAD" (de "Disco Preso Magneticamente", Narayan et al. 2003) com $\phi \sim 15$[†]. Em essência, os fluxos de acreção SANE são caracterizados por um fluxo magnético adimensional moderado e resultam de campos magnéticos iniciais menores que os dos fluxos MAD. Além disso, os ângulos de abertura do funil magnético nos fluxos SANE são geralmente menores que os dos fluxos MAD. Variando $a_*$ e $\phi$, realizamos 43 longas simulações tridimensionais de alta resolução, cobrindo bem as propriedades físicas dos fluxos de acreção magnetizada nos buracos negros de Kerr.

Todas as simulações GRMHD foram inicializadas com um toro fracamente magnetizados em órbita de um buraco negro e conduzido para um estado de turbulência por instabilidades, incluindo a instabilidade magnetorotacional (Balbus & Hawley 1991), rapidamente atingindo um estado quase estacionário. Uma vez concluída a simulação, as propriedades de fluxo relevantes em diferentes momentos são coletadas para serem empregadas para o pós-processamento adicional dos códigos da GRRT. A geração de imagens de síntese requer, além das propriedades do fluido (de campo magnético, do campo de velocidade e densidade de massa de repouso), também os coeficientes de emissão e absorção, a inclinação $i$ (o ângulo entre o vetor de momento angular de fluxo de acreção e a linha de visão), o ângulo de posição PA (o ângulo a partir do Norte na direção leste, isto é, no sentido anti-horário nas nossas imagens, da projeção no céu do momento angular do fluxo de acreção), a massa do buraco negro $M$ e a distância $D$ ao observador.

[†]Nós aqui usamos unidades Heaviside, onde um fator de $\sqrt{4\pi}$ é absorvido no definição do campo magnético.

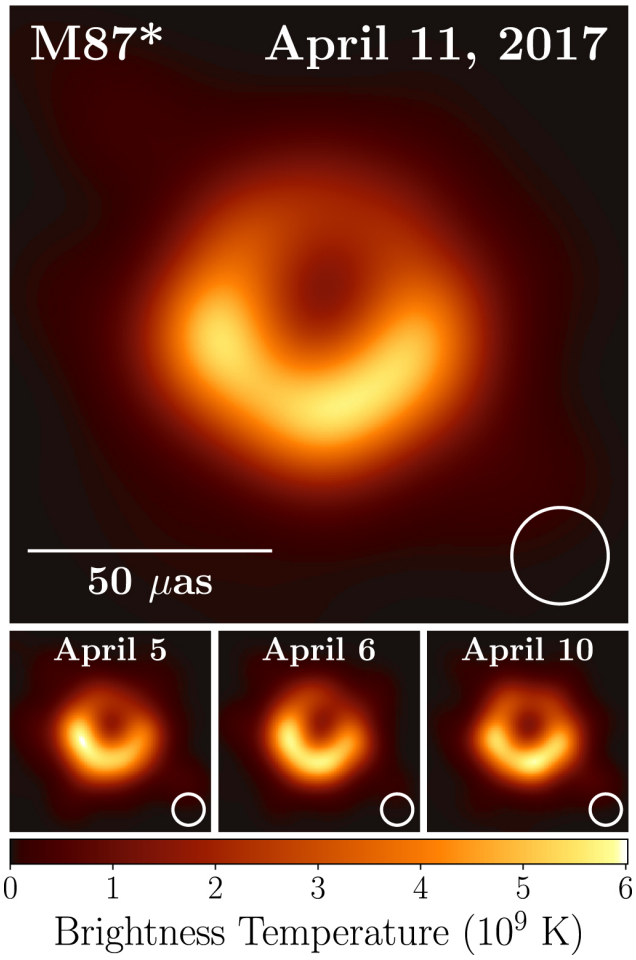


Figura 3: Acima: Imagem EHT do M87⋆ das observações de 11 de abril de 2017 como um exemplo representativo das imagens coletadas na campanha de 2017. A imagem é a média de três diferentes métodos de imageamento após convoluir cada uma com um kernel Gaussiano circular para fornecer resoluções correspondentes. O maior dos três kernels (20$\mu$as de largura a meia-altura) é mostrado no canto inferior direito. A imagem é mostrada em unidades de temperatura de brilho $T_\mathrm{b} = S\lambda^2/2k_\mathrm{B}\Omega$, onde $S$ é a densidade de fluxo, $\lambda$ é o comprimento de onda observado, $k_B$ é a constante de Boltzmann e $\Omega$ é o ângulo sólido do elemento de resolução. Abaixo: imagens semelhantes tiradas em diferentes dias, mostrando a estabilidade da estrutura básica da imagem e as semelhanças nos diferentes dias. Norte acima e leste à esquerda.

Porque se acredita que os fótons no comprimento de onda de 1,3 mm observados pelo EHT sejam produzidos por emissão síncrotron, cujos coeficientes de absorção e emissão dependem da função de distribuição de elétrons, consideramos o plasma como composto de elétrons e íons que

têm a mesma temperatura nas regiões magneticamente dominadas do fluxo (funil), mas têm uma temperatura substancialmente diferente nas regiões dominadas por gás (plano intermediário do disco). Em particular, consideramos o plasma como composto de íons não relativísticos com temperatura $T_i$ e elétrons relativísticos com temperatura $T_e$. Uma prescrição simples para a razão das temperaturas das duas espécies pode então ser imposta em termos de um único parâmetro (Mościbrodzka et al. 2016), tal que a maior parte da emissão provém de regiões magnetizadas fracamente (pequenas $R_{alto}$, $T_e \simeq T_i/R_{alto}$) ou fortemente magnetizadas (grandes $R_{alto}$ , $T_e \simeq T_i$). Nos modelos SANE, o disco (jato) é magneticamente fraco (forte), de modo que os modelos de baixa (alta) $R_{alto}$ produzem a maior parte da emissão no disco (jato). Nos modelos MAD, existem regiões fortemente magnetizadas em todos os lugares e a emissão é principalmente do meio do disco. Embora esta prescrição não seja a única possível, ela tem a vantagem de ser simples, suficientemente genérica e robusta (ver Documento V para uma discussão de partículas não térmicas e resfriamento radiativo).

**Tabela 1**

Parâmetros de M87*

| Parâmetro | Estimativa |
|---|---|
| Diâmetro do anel [a] $d$ | $42 \pm 3\mu$as |
| Largura do anel [a] | $< 20\mu$as |
| Contraste crescente [b] | 10:1 |
| Razão axial [a] | 4:1 |
| Ângulo de posição | $150^\circ - 200^\circ$ E do N |
| $\theta_g = GM/Dc^2$ [c] | $3,8 \pm 0,4\mu$as |
| $\alpha = d/\theta g$ [d] | $11^{+0.5}_{-0.3}$ |
| $M$ [c] | $6,5 \pm 0,7 \times 10^9 M\odot$ |
| **Parâmetro** | **Estimativa prévia** |
| $D^e$ | $(16,8 \pm 0,8)$ Mpc |
| $M$(estrelas)$^e$ | $6.2^{+1.1}_{-0.6} \times 10^9 M\odot$ |
| $M$(gases)$^e$ | $3.5^{+0.9}_{-0.3} \times 10^9 M\odot$ |

**Notes.**

[a] Derivado do domínio da imagem.

[b] Derivado do ajuste do modelo do crescente.

[c] A massa e os erros sistemáticos são médias dos três métodos (modelos geométricos, modelos GRMHD e extração do anel de domínio de imagem).

[d] O valor exato depende do método usado para extrair $d$, que é refletido no intervalo fornecido.

[e] Rederivado das distribuições de probabilidade (Paper VI).

Como cada simulação GRMHD pode ser usada para descrever vários cenários físicos diferentes, alterando a função de distribuição de elétrons prescrita, usamos a Biblioteca de Simulação para gerar mais de 420 cenários físicos diferentes. Cada cenário é então usado para gerar centenas de instantâneos em diferentes momentos da simulação, levando a mais de 62.000 objetos na Biblioteca de Imagens. A partir das imagens, criamos observáveis do modelo que correspondem ao cronograma de observação do EHT e as comparamos com as observáveis de VLBI medidas, conforme detalhado no Documento VI.

Como exemplo, a linha superior da Figura 4 mostra três instantâneos do modelo GRMHD da Biblioteca de Imagens com diferentes rotações e tipo de fluxo, que melhor ajustam as fases de fechamento e as amplitudes dos dados de 11 de abril. Para esses modelos, produzimos visibilidades simuladas para os parâmetros do cronograma e do clima de 11 de abril e as calibramos com um pipeline sintético de geração de dados e calibração (Blecher et al. 2017; Janssen et al. 2019; Roelofs et al., 2019a). Os dados simulados produziram então imagens com o mesmo pipeline usado para as imagens observadas. As semelhanças entre as imagens simuladas (linha inferior da Figura 4 ) e as imagens observadas (Figura 3) são notáveis.

No geral, ao combinar todas as informações contidas na Biblioteca de Simulação e na Biblioteca de Imagens, a origem física das características de emissão da imagem observada em M87$^\star$ pode ser resumida da forma que segue.

Primeiro, a imagem observada é consistente com a hipótese de que é produzida por um fluxo de acreção magnetizado orbitando dentro de alguns $r_g$ do horizonte de eventos de um buraco negro de Kerr. O anel assimétrico é produzido por uma combinação de lentes gravitacionais fortes e feixes relativísticos, enquanto a depressão do fluxo central é a assinatura observacional da sombra do buraco negro. Curiosamente, todos os modelos de acreção são consistentes com a imagem EHT, exceto para os modelos MAD com $a_\star = -0.94$, que não conseguem produzir imagens suficientemente estáveis (isto é, a variação entre instantâneos é demasiado grande para ser estatisticamente consistente com o imagem observada).

Em segundo lugar, a assimetria norte-sul no anel de emissão é controlada pela rotação do buraco negro e pode ser usada para deduzir sua orientação. Nos modelos de disco co-rotante (onde o momento angular da matéria e do buraco negro estão alinhados), a parede do funil, ou bainha do jato, gira com o disco e o buraco negro; nos modelos de disco com rotação contrária, a parede do funil luminoso gira com o buraco negro, mas con-

tra o disco. A assimetria norte-sul é consistente com modelos em que o giro do buraco negro está apontando para longe da Terra e inconsistente com os modelos em que o vetor de giro aponta para a Terra.

Terceiro, adotando uma inclinação de 17° entre o jato que se aproxima e a linha de visada (Walker et al. 2018 ), a orientação oeste do jato e um modelo de disco corotante, a matéria na parte inferior da imagem está se movendo em direção ao observador (rotação no sentido horário visto da Terra). Isto é consistente com a rotação do gás ionizado em escalas de 20 pc, ou seja, $7000r_g$ (Ford et al. 1994; Walsh et al. 2013 ) e com o senso inferido de rotação de observações VLBI a 7 mm (Walker et al. al. 2018 ).

Finalmente, modelos com um $a_\star = 0$ são desfavorecidos pela exigência observacional muito conservadora de que a potência do jato seja $P_{jet} > 10^{42}$ erg s$^{-1}$. Além disso, nos modelos que produzem um jato suficientemente potente, ele é alimentado pela extração da energia de rotação do buraco negro através de mecanismos semelhantes ao processo de Blandford-Znajek.

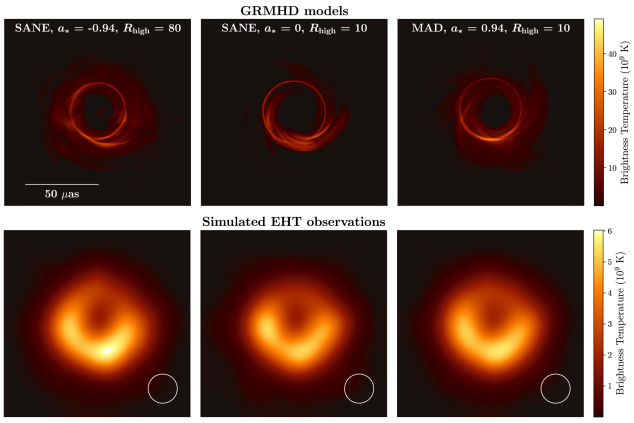


Figura 4: Parte superior: três exemplos de modelos de alguns dos instantâneos de melhor ajuste da biblioteca de imagens de simulações do GRMHD para o dia 11 de abril, correspondentes a diferentes parâmetros de giro e fluxos de acreção. Parte inferior: os mesmos modelos teóricos, processados por meio de um pipeline de simulação VLBI com as mesmas datas, características do telescópio e parâmetros meteorológicos, como na edição de 11 de abril, e imageados da mesma forma que a Figura 3. Note que, embora o ajuste às observações seja igualmente bom nos três casos, eles se referem a cenários físicos radicalmente diferentes; isso destaca que um único bom ajuste não implica que um modelo seja preferido em detrimento de outros (veja o Documento V).

## 7 Comparação de Modelos e Estimativa de Parâmetros

No Documento VI, a massa do buraco negro é derivada dos ajustes aos dados visíveis dos modelos geométricos e GRMHD, bem como das medidas do diâmetro do anel no domínio da imagem. Nossas medições permanecem consistentes entre metodologias, algoritmos, representações de dados e conjuntos de dados observados.

Motivado pelas estruturas anelares de emissão assimétricas vistas nas imagens reconstruídas (Seção 5) e estruturas de emissão similares vistas nas imagens das simulações de GRMHD (Seção 6), desenvolvemos uma família de modelos geométricos em crescente (ver, por exemplo, Kamruddin & Dexter 2013) para comparar diretamente com os dados visíveis. Utilizamos dois algoritmos de inferência Bayesiana e demonstramos que tais modelos crescentes são estatisticamente preferidos em comparação com outros modelos geométricos comparativamente complexos que exploramos. Descobrimos que os modelos crescentes fornecem ajustes aos dados que são estatisticamente comparáveis aos das imagens reconstruídas apresentadas na Seção 5, permitindo-nos determinar os parâmetros básicos dos crescentes. Os modelos de melhor ajuste para o anel de emissão assimétrica têm diâmetros de $43 \pm 0,9\mu$as e larguras fracionais em relação ao diâmetro de <0,5. A emissão cai abruptamente no interior do anel de emissão assimétrica com a depressão central tendo um brilho <10% do brilho médio no anel.

Os diâmetros dos modelos crescentes geométricos medem os tamanhos característicos das regiões emissoras que circundam as sombras e não os tamanhos das próprias sombras (ver, por exemplo, Psaltis et al. 2015; Johannsen et al. 2016; Kuramochi et al. 2018, para potenciais vieses).

Nós modelamos o diâmetro angular cescente $d$ em termos do raio e distância gravitacional $\theta_{\rm g} \equiv GM/c^2D$, como $d = \alpha\theta_g$, onde $\alpha$ é uma função da rotação, inclinação, e $R_{alto}$ ($\alpha \simeq 9.6 - 10.4$) corresponde a emissão a partir apenas do anel de fotons lenteado. Nós calibramos $\alpha$ ajustando os modelos crescentes geométricos a um grande número de dados observáveis gerados a partir da Biblioteca de Imagens. Também podemos ajustar os observáveis modelados gerados a partir da Biblioteca de Imagens para os dados M87$^\star$, o que nos permite medir $\theta_g$ diretamente. No entanto, tal procedimento é complicado pela natureza estocástica da emissão no fluxo de acreção (ver, por exemplo, Kim et al.

2016). Para dar conta dessa estrutura turbulenta, desenvolvemos um formalismo e vários algoritmos que estimam as estatísticas dos componentes estocásticos usando conjuntos de imagens de simulações individuais de GRMHD. Descobrimos que os dados observáveis não são inconsistentes com as simulações do GRMHD. Concluímos que os parâmetros do modelo recuperado são consistentes entre os algoritmos.

Finalmente, extraímos o diâmetro, a largura e a forma do anel diretamente das imagens reconstruídas (consulte a Seção 5). Os resultados são consistentes com as estimativas de parâmetros de modelos crescentes geométricos. Seguindo o mesmo procedimento de calibração GRMHD, infere-se valores de $\theta_g$ e $\alpha$ de probabilidade máxima regulares e imagens reconstruídas CLEAN.

Combinando resultados de todos os métodos, medimos diâmetros de região de emissão de $42 \pm 3\mu$as, tamanhos angulares do raio gravitacional $\theta_g = 3,8 \pm 0,4\mu$as, e fatores de escala no intervalo $alpha = 10,7$–$11,5$, com erros associados de $\sim 10\%$. Para a distância de $16,8 \pm 0,8$ Mpc adotada aqui, a massa do buraco negro é $M = (6,5 \pm 0,7) \times 10^9 M\odot$; o erro sistemático refere-se ao nível de confiança de 68% e é muito maior do que o erro estatístico de $0,2 \times 10^9 M\odot$. Além disso, ao traçar o pico da emissão no anel, podemos determinar a forma da imagem e obter uma relação entre o eixo principal e o menor do anel, que é aproximadamente menor que 4:3; isto corresponde a um desvio aproximadamente menor que 10% da circularidade em termos de distância rms a partir de um raio médio.

A Tabela 1 resume os parâmetros medidos característicos da imagem e as propriedades de buraco negro inferidas com base nos dados de todas as bandas e todos os dias combinados. A massa do buraco negro inferida favorece fortemente a medição baseada na dinâmica estelar (Gebhardt et al. 2011). O tamanho, a assimetria, o contraste de brilho e a circularidade das imagens reconstruídas e dos modelos geométricos, bem como o sucesso das simulações GRMHD na descrição dos dados interferométricos, são consistentes com as imagens EHT do M87$^\star$ sendo associadas à emissão fortemente lenteada da vizinhança de um buraco negro de Kerr.

## 8 Discussão

Vários elementos reforçam a robustez de nossa imagem e a conclusão de que ela é consistente com a sombra de um buraco negro como predito pela RG. Primeiro, nossa análise usou várias técnicas independentes de calibração e imagem, bem como quatro conjuntos de dados independentes realizados em quatro dias diferentes em duas bandas de frequência separadas. Em segundo lugar, a estrutura da imagem corresponde bem às previsões anteriores (Dexter et al. 2012; Mościbrodzka et al. 2016) e é bem reproduzida pelo nosso esforço de modelagem extensiva apresentado na Seção 6. Terceiro, porque a nossa medição da massa do buraco negro em M87$^\star$ não é inconsistente com todas as medições anteriores de massa, e isso nos permite concluir que a hipótese nula da métrica de Kerr (Psaltis et al. 2015; Johannsen et al. 2016), ou seja, a suposição de que o buraco negro é descrito pela métrica de Kerr, não foi violada. Quarto, o anel de emissão observado reconstruído em nossas imagens é próximo ao circular com uma razão axial aproximadamente $\leq$ 4:3; da mesma forma, as imagens médias de nossas simulações GRMHD também mostram uma forma circular. Depois de associar à forma da sombra um desvio da circularidade - medido em termos de distância média quadrática de um raio médio na imagem - que é aproximadamente menor que 10%, podemos definir um limite inicial de ordem quatro em desvios relativos do momento de quadrupólo do valor de Kerr (Johannsen & Psaltis 2010). Dito isto de forma diferente, se $Q$ é o momento quadrupolo de um buraco negro de Kerr e $\Delta Q$ o desvio como deduzido a partir da circularidade, nossa medida e o fato de que o ângulo de inclinação é assumido como sendo pequeno implica que $\Delta Q/Q \leq 4$ ($\Delta Q/Q = \epsilon$ em Johannsen & Psaltis 2010).

Por fim, ao comparar as amplitudes de visibilidade do M87$^\star$ com os dados de 2009 e 2012 (Doeleman et al. 2012; Akiyama et al. 2015), o tamanho total do núcleo de rádio em um comprimento de onda de 1,3 mm não mudou significativamente, apesar da variabilidade na densidade total de fluxo. Essa estabilidade é consistente com a expectativa de que o tamanho da sombra é uma característica ligada à massa do buraco negro e não às propriedades de um fluxo de plasma variável.

Também é fácil rejeitar algumas interpretações astrofísicas alternativas. Por exemplo, é improvável que a imagem seja produzida por uma característica de jato, já que observações de várias épocas de VLBI do jato de plasma em M87 (Walker et al. 2018) em escalas fora do horizonte não mostram anéis circulares. O mesmo é tipicamente verdadeiro para jatos AGN em grandes pesquisas de VLBI (Lister et al. 2018). Similarmente, se o anel aparente fosse um alinhamento aleatório de bolhas de emissão, eles

também deveriam ter se deslocado em velocidades relativísticas, isto é, em $\sim 5\mu$as dia $^{-1}$ (Kim et al. 2018b), levando a mudanças na estrutura e nos tamanhos mensuráveis. Os modelos GRMHD de cones de jato oco podem mostrar, sob condições extremas, características de anel estáveis (Pu et al. 2017), mas este efeito está incluído em certa medida em nossa Biblioteca de Simulação para modelos com $R_{alto} > 10$. Finalmente, um anel de Einstein formado por lente gravitacional de uma região brilhante no contrajato exigiria um alinhamento bem ajustado e um tamanho maior do que o medido em 2012 e 2009.

Ao mesmo tempo, é mais difícil descartar alternativas aos buracos negros na RG, porque uma sombra pode ser produzida por qualquer objeto compacto com um espaço-tempo caracterizado por órbitas de fótons circulares instáveis (Mizuno et al., 2018). De fato, embora a métrica de Kerr continue a ser uma solução em algumas teorias alternativas da gravidade (Barausse & Sotiriou 2008; Psaltis et al. 2008), existem soluções de buracos negros não-Kerr em uma variedade dessas teorias modificadas (Berti et al. 2015). Além disso, alternativas exóticas aos buracos negros, como singularidades nuas (Shaikh et al. 2019), estrelas do bóson (Kaup 1968; Liebling & Palenzuela 2012) e gravastars (Mazur & Mottola 2004; Chirenti & Rezzolla 2007), são soluções admissíveis dentro da RG e fornecem modelos concretos, ainda que controversos. Alguns desses objetos compactos exóticos já podem ser mostrados como incompatíveis com nossas observações, dada a nossa massa máxima anterior. Por exemplo, as sombras de singularidades nuas associadas aos espaços-tempos de Kerr $|a_*| > 1$ são substancialmente menores e muito assimétricas comparadas com as dos buracos negros de Kerr (Bambi & Freese 2009). Além disso, alguns tipos comuns de buracos de minhoca (Bambi 2013) prevêem sombras muito menores do que as que medimos.

No entanto, outros candidatos a objeto compacto precisam ser analisados com mais cuidado. As estrelas de Boson são um exemplo de objetos compactos com órbitas circulares de fótons, mas sem uma superfície ou um horizonte de eventos. Em tal espaço-tempo, geodésicas nulas são redirecionadas para fora em direção a observadores distantes (Cunha et al. 2016), de modo que a sombra pode em princípio ser preenchida com emissão de imagens de fontes de rádio distantes gerando uma imagem espelhada complexa do céu. Mais importante ainda, os fluxos de acreção nas estrelas do bóson se comportam de maneira diferente, pois não produzem jatos, mas protelam os toros de acreção que os distinguem dos buracos negros (Olivares et al., 2019). Gravastars fornecem exemplos de objetos compactos com órbitas instáveis de fótons e uma superfície rígida, mas não um horizonte de eventos. Neste caso, enquanto uma única imagem do fluxo de acreção poderia, em princípio, ser muito similar àquela proveniente de um buraco negro, diferenças da dinâmica de fluxo na superfície estelar (H. Olivares et al. 2019, em preparação), fortes campos magnéticos(Lobanov 2017), ou excesso de radiação no infraverme lho (Broderick & Narayan 2006) permitiria distinguir um gravastar de um buraco negro.

Em conjunto, os resultados aqui apresentados fornecem uma nova maneira de estudar os espaços-tempos de objetos compactos e são complementares à detecção de ondas gravitacionais de coalescência de buracos negros de massa estelar com LIGO/Virgo (Abbott et al. 2016). Nossas restrições aos desvios da geometria de Kerr dependem apenas da validade do princípio de equivalência e são agnósticas em relação à teoria da gravidade subjacente, mas podem ser usadas para medir, com precisão cada vez melhor, os parâmetros da métrica de fundo. Por outro lado, as observações atuais de ondas gravitacionais da coalescência de estrelas investigam a dinâmica da teoria subjacente, mas não podem confiar na possibilidade de medições múltiplas e repetidas da mesma fonte.

Para sublinhar a complementaridade de observações de ondas gravitacionais e eletromagnéticas de buracos negros, notamos que uma característica básica dos buracos negros em RG é que seu tamanho escala linearmente com massa. Combinando nossas restrições no buraco negro supermassivo em M87 com aqueles nos buracos negros de massa estelar detectados via ondas gravitacionais, podemos inferir que essa propriedade permanece a mesma em mais de oito ordens de grandeza. Embora essa invariância seja uma previsão básica de RG, que é uma teoria livre de escala, ela não precisa ser satisfeita em outras teorias que introduzem uma escala no campo gravitacional.

Finalmente, o núcleo de rádio no M87 é bastante típico para poderosos jatos de rádio em geral. Ela cai no plano fundamental da atividade dos buracos negros para núcleos de rádio (Falcke et al. 2004), conectando através de leis de escala simples as propriedades de rádio e raios X de candidatos a buracos negros de baixa luminosidade em escalas de massa e taxa de acreção muito diferentes. Isso sugere que eles são alimentados por um objeto comum invariante à escala. Portanto, estabelecer a natureza do buraco negro

para M87$^\star$ também apóia o paradigma geral de que buracos negros são a fonte de energia para galáxias ativas.

## 9 Conclusão e Perspectivas

Montamos o EHT, um arranjo global VLBI operando em um comprimento de onda de 1,3 mm e constituimos imagens de estruturas do tamanho do horizonte de eventos em torno do candidato a buracos negros supermassivo em M87. Usando vários métodos independentes de calibração, geração de imagens e análise, descobrimos que a imagem é dominada por uma estrutura em anel de $42 \pm 3\mu$as de diâmetro, que é mais brilhante no sul. Esta estrutura tem uma depressão de brilho no centro com um contraste de $> 10$:1, que identificamos com a sombra do buraco negro. A comparação dos dados com uma extensa biblioteca de imagens sintéticas obtida a partir de simulações GRMHD cobrindo diferentes cenários físicos e condições do plasma revela que as características básicas de nossa imagem são relativamente independentes do modelo astrofísico detalhado. Isso nos permite obter uma estimativa para a massa do buraco negro de $M = (6,5 \pm 0,7) \times 10^9 M\odot$. Com base em nossa modelagem e informações sobre o ângulo de inclinação, derivamos o sentido da rotação do buraco negro como sendo horário, ou seja, o vetor de giro do buraco negro aponta para longe de nós. O excesso de brilho na parte sul do anel de emissão é explicado como uma irradiação relativística do material girando no sentido horário como visto pelo observador, isto é, a parte inferior da região de emissão está se movendo em direção ao observador.

Observações futuras e análises adicionais testarão a estabilidade, a forma e a profundidade da sombra com mais precisão. Uma de suas principais características é que deve permanecer amplamente constante com o tempo, uma vez que não se espera que a massa de M87$^\star$ mude de maneira mensurável em escalas de tempo humanas. A análise polarimétrica das imagens, que reportaremos no futuro, fornecerá informações sobre a taxa de acreção via rotação de Faraday (Bower et al. 2003; Marrone et al. 2007; Kuo et al. 2014; Mościbrodzka et al. 2017) e no fluxo magnético. Imagens de resolução mais alta podem ser obtidas com um comprimento de onda menor, ou seja, 0,8 mm (345 GHz), adicionando mais telescópios e, em um futuro mais distante, com interferometria dependente do espaço (Kardashev et al. 2014; Fish et al. 2019; Palumbo et al. 2019; F. Roelofs et al. 2019b, em preparação).

Outra fonte primária do EHT, Sgr$^\star$, tem uma massa precisamente medida com três ordens de magnitude menor que a de M87$^\star$, com escalas de tempo dinâmicas de minutos em vez de dias. Observar a sombra da Sgr A$^\star$ exigirá a contabilização dessa variabilidade e mitigação dos efeitos de espalhamento causados pelo meio interestelar (Johnson 2016; Lu et al. 2016; Bouman et al. 2018). Análises de dependentes de tempo mas não através de imagens podem ser usadas para rastrear potencialmente o movimento de emissão de matéria perto do buraco negro, conforme relatado recentemente através de observações interferométricas no infravermelho próximo (Gravity Collaboration et al. 2018b). Tais observações fornecem testes independentes e sondagens de RG em ainda outra escala de massa (Broderick & Loeb 2005; Doeleman et al. 2009b; Roelofs et al. 2017; Medeiros et al. 2017).

Em conclusão, mostramos que os estudos diretos da sombra do horizonte de eventos de candidatos a buracos negros supermassivos são agora possíveis através de ondas eletromagnéticas, então transformando este limite difícil de visualizar, originário de um conceito matemático em uma entidade física que pode ser estudada e testada através de repetidas observações astronômicas.

Este trabalho utilizou o ambiente Extreme Science e Engineering Discovery (XSEDE), apoiado pela NSF grant ACI-1548562, e CyVerse, suportado pelas subvenções NSF DBI-0735191, DBI-1265383 e DBI-1743442. O recurso XSEDE Stampede2 no TACC foi alocado através do TG-AST170024 e do TG-AST080026N. O recurso XSEDE JetStream na PTI e o TACC foram alocados por meio do AST170028. As simulações foram realizadas em parte no cluster SuperMUC no LRZ em Garching, no cluster LOEWE no CSC em Frankfurt e no cluster HazelHen no HLRS em Stuttgart. Esta pesquisa foi ativada em parte pelo suporte fornecido pela Compute Ontario ( http://computeontario.ca ), pela Calcul Quebec (http://www.calculquebec.ca) e pela Compute Canada (http://www.computecanada.ca).

Agradecemos aos funcionários dos observatórios participantes, centros de correlação e instituições pelo seu apoio entusiástico.

Esta Carta faz uso dos seguintes dados do ALMA: ADS/JAO.ALMA # 2016.1.01154.V. ALMA é uma parceria do Observatório Europeu do Sul (ESO; Europa, representando seus estados membros), NSF e Institutos Nacionais de Ciências Naturais do Japão, junto com o Conselho Nacional de Pesquisa (Canadá), Ministério da Ciência e Tecnologia (MOST; Taiwan) Ins-

tituto de Astronomia e Astrofísica da Academia Sinica (ASIAA; Taiwan) e Instituto de Astronomia e Ciência Espacial da Coréia (KASI; República da Coréia), em cooperação com a República do Chile. O Observatório Conjunto do ALMA é operado pelo ESO, Universidade Associada, Inc. (AUI)/NRAO e o Observatório Astronómico Nacional do Japão (NAOJ). O NRAO é uma instalação da NSF operada sob acordo de cooperação pela AUI. APEX é uma colaboração entre o Max-Planck-Institut für Radioastronomie (Alemanha), ESO, e o Observatório Espacial Onsala (Suécia). O SMA é um projeto conjunto entre a SAO e a ASIAA e é financiado pela Smithsonian Institution e pela Academia Sinica. O JCMT é operado pelo Observatório do Leste Asiático em nome do NAOJ, ASIAA e KASI, bem como do Ministério das Finanças da China, da Academia Chinesa de Ciências e do Programa Nacional de P & D Chave (No. 2017YFA0402700) da China. O apoio financeiro adicional para o JCMT é fornecido pelo Conselho de Facilidade de Ciência e Tecnologia (UK) e pelas universidades participantes no Reino Unido e no Canadá. O projeto LMT é um esforço conjunto do Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica e Eletrônica (México) e da Universidade de Massachusetts em Amherst (EUA). O telescópio IRAM 30-m no Pico Veleta, Espanha é operado pelo IRAM e apoiado pelo CNRS (Centro Nacional de Pesquisa Científica,

O SMT é operado pelo Observatório de Rádio do Arizona, parte do Observatório Steward da Universidade do Arizona, com apoio financeiro de operações do Estado do Arizona e apoio financeiro para o desenvolvimento de instrumentação da NSF. O suporte parcial ao SPT é fornecido pelo prêmio NSF Physics Frontier Center (PHY-0114422) ao Instituto Kavli de Física Cosmológica da Universidade de Chicago (EUA), da Fundação Kavli e do GBMF (GBMF-947). A maser de hidrogênio da SPT foi fornecida por empréstimo da GLT, cortesia da ASIAA. O SPT é apoiado pela National Science Foundation através da concessão de PLR-1248097. O apoio parcial também é fornecido pela bolsa NSF Physics Frontier Center PHY-1125897 para o Instituto Kavli de Física Cosmológica da Universidade de Chicago,

O EHTC recebeu generosas doações de chips FPGA da Xilinx Inc., no âmbito do Programa da Universidade Xilinx. O EHTC beneficiou-se da tecnologia compartilhada sob licença de código aberto pelo Collaboration for Astronomy Signal Processing e Electronics Research (CASPER). O projeto EHT é grato à T4Science e à Microsemi por sua assistência com os Masers de Hidrogênio. Esta pesquisa utilizou o Sistema de Dados Astrofísicos da NASA. Agradecemos o apoio prestado pelo pessoal alargado do ALMA, tanto desde o início do Projeto de Fase ALMA, através das campanhas de observação de 2017 e 2018. Gostaríamos de agradecer a A. Deller e W. Brisken pelo apoio específico do EHT com o uso de DiFX. Reconhecemos a importância que a Maunakea, onde as estações SMA e JCMT EHT estão localizadas, tem para o povo indígena havaiano.

## Referências

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016, PhRvL, 116, 061102

Abramowski, A., Acero, F., Aharonian, F., et al. 2012, ApJ, 746, 151

Akiyama, K., Kuramochi, K., Ikeda, S., et al. 2017, ApJ, 838, 1

Akiyama, K., Lu, R.-S., Fish, V. L., et al. 2015, ApJ, 807, 150

Asada, K., & Nakamura, M. 2012, ApJL, 745, L28

Baade, W., & Minkowski, R. 1954, ApJ, 119, 215

Baars, J. W. M., Martin, R. N., Mangum, J. G., McMullin, J. P., & Peters, W. L. 1999, PASP, 111, 627

Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214

Balick, B., & Brown, R. L. 1974, ApJ, 194, 265

Bambi, C. 2013, PhRvD, 87, 107501

Bambi, C., & Freese, K. 2009, PhRvD, 79, 043002

Barausse, E., & Sotiriou, T. P. 2008, PhRvL, 101, 099001

Bardeen, J. M. 1973, in Black Holes, ed. C. DeWitt & B. S. DeWitt (New York: Gordon and Breach), 215

Berti, E., Barausse, E., Cardoso, V., et al. 2015, CQGra, 32, 243001

Bird, S., Harris, W. E., Blakeslee, J. P., & Flynn, C. 2010, A&A, 524, A71

Biretta, J. A., Sparks, W. B., & Macchetto, F. 1999, ApJ, 520, 621

Blackburn, L., Chan, C.-K., Crew, G. B., et al. 2019, arXiv:1903.08832

Blakeslee, J. P., Jordán, A., Mei, S., et al. 2009, ApJ, 694, 556

Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, MNRAS, 303, L1

Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, ApJ, 232, 34

Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, MNRAS, 199, 883

Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433

Blecher, T., Deane, R., Bernardi, G., & Smirnov, O. 2017, MNRAS, 464, 143

Boccardi, B., Krichbaum, T. P., Ros, E., & Zensus, J. A. 2017, A&ARv, 25, 4

Bolton, J. G., Stanley, G. J., & Slee, O. B. 1949, Natur, 164, 101

Bouman, K. L., Johnson, M. D., Dalca, A. V., et al. 2018, IEEE Transactions on Computational Imaging, 4, 512

Bouman, K. L., Johnson, M. D., Zoran, D., et al. 2016, in The IEEE Conf. Computer Vision and Pattern Recognition (New York: IEEE), 913

Bower, G. C., Wright, M. C. H., Falcke, H., & Backer, D. C. 2003, ApJ, 588, 331
Bridle, A. H., & Perley, R. A. 1984, ARA&A, 22, 319
Broderick, A. E., Johannsen, T., Loeb, A., & Psaltis, D. 2014, ApJ, 784, 7
Broderick, A. E., & Loeb, A. 2005, MNRAS, 363, 353
Broderick, A. E., & Loeb, A. 2006, ApJL, 636, L109
Broderick, A. E., & Loeb, A. 2009, ApJ, 697, 1164
Broderick, A. E., & Narayan, R. 2006, ApJL, 638, L21
Broderick, A. E., Narayan, R., Kormendy, J., et al. 2015, ApJ, 805, 179
Bromley, B. C., Melia, F., & Liu, S. 2001, ApJL, 555, L83
Bronzwaer, T., Davelaar, J., Younsi, Z., et al. 2018, A&A, 613, A2
Cantiello, M., Blakeslee, J. P., Ferrarese, L., et al. 2018, ApJ, 856, 126
Chael, A., Narayan, R., & Johnson, M. D. 2018a, arXiv:1810.01983
Chael, A. A., Johnson, M. D., Bouman, K. L., et al. 2018b, ApJ, 857, 23
Chan, C.-K., Psaltis, D., Özel, F., Narayan, R., & Saowski, A. 2015, ApJ, 799, 1
Chirenti, C. B. M. H., & Rezzolla, L. 2007, CQGra, 24, 4191 Clark, B. G. 1980, A&A, 89, 377
Cohen, M. H., Moffet, A. T., Shaffer, D., et al. 1969, ApJL, 158, L83
Cunha, P. V. P., Grover, J., Herdeiro, C., et al. 2016, PhRvD, 94, 104023
Curtis, H. D. 1918, PLicO, 13, 9
Davelaar, J., Olivares, H., Porth, O., et al. 2019, A&A, submitted
de Gasperin, F., Orrú, E., Murgia, M., et al. 2012, A&A, 547, A56
Deller, A. T., Tingay, S. J., Bailes, M., & West, C. 2007, PASP, 119, 318
Dexter, J., McKinney, J. C., & Agol, E. 2012, MNRAS, 421, 1517
Dibi, S., Drappeau, S., Fragile, P. C., Markoff, S., & Dexter, J. 2012, MNRAS, 426, 1928
Doeleman, S., Agol, E., Dacker, D., et al. 2009a, astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey, Vol. 2010
Doeleman, S. S., Fish, V. L., Broderick, A. E., Loeb, A., & Rogers, A. E. E. 2009b, ApJ, 695, 59
Doeleman, S. S., Fish, V. L., Schenck, D. E., et al. 2012, Sci, 338, 355
Doeleman, S. S., Shen, Z.-Q., Rogers, A. E. E., et al. 2001, AJ, 121, 2610
Doeleman, S. S., Weintroub, J., Rogers, A. E. E., et al. 2008, Natur, 455, 78
Eckart, A., & Genzel, R. 1997, MNRAS, 284, 576
EHT Collaboration et al. 2019a, ApJL, 875, L2 (Paper II)
EHT Collaboration et al. 2019b, ApJL, 875, L3 (Paper III)
EHT Collaboration et al. 2019c, ApJL, 875, L4 (Paper IV)
EHT Collaboration et al. 2019d, ApJL, 875, L5 (Paper V)
EHT Collaboration et al. 2019e, ApJL, 875, L6 (Paper VI)
Einstein, A. 1915, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin: Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin)
Falcke, H., Körding, E., & Markoff, S. 2004, A&A, 414, 895
Falcke, H., Mannheim, K., & Biermann, P. L. 1993, A&A, 278, L1
Falcke, H., Melia, F., & Agol, E. 2000a, ApJL, 528, L13
Falcke, H., Melia, F., & Agol, E. 2000b, in AIP Conf. Ser. 522, Cosmic Explosions, ed. S. Holt & W. Zhang (Melville, NY: AIP), 317
Fish, V., Shea, M., & Akiyama, K. 2019, AdSpR, in press (arXiv:1903.09539)
Fish, V. L., Johnson, M. D., Doeleman, S. S., et al. 2016, ApJ, 820, 90
Ford, H. C., Harms, R. J., Tsvetanov, Z. I., et al. 1994, ApJL, 435, L27
Gammie, C. F., McKinney, J. C., & Tóth, G. 2003, ApJ, 589, 444
Gebhardt, K., Adams, J., Richstone, D., et al. 2011, ApJ, 729, 119
Gebhardt, K., & Thomas, J. 2009, ApJ, 700, 1690
Ghez, A. M., Klein, B. L., Morris, M., & Becklin, E. E. 1998, ApJ, 509, 678
Giddings, S. B. 2017, NatAs, 1, 0067
Goddi, C., Marti-Vidal, I., Messias, H., et al. 2019, PASP, in press
Gold, R., Broderick, A., Younsi, Z., et al. 2019, ApJS
Gravity Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., et al. 2018a, A&A, 615, L15
Gravity Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., et al. 2018b, A&A, 618, L10
Greisen, E. W. 2003, in Information Handling in Astronomy—Historical Vistas, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 285, ed. A. Heck (Dordrecht: Kluwer), 109
Grenzebach, A., Perlick, V., & Lämmerzahl, C. 2014, PhRvD, 89, 124004
Greve, A., Torres, M., Wink, J. E., et al. 1995, A&A, 299, L33
Hada, K., Doi, A., Kino, M., et al. 2011, Natur, 477, 185
Hada, K., Kino, M., Doi, A., et al. 2013, ApJ, 775, 70
Hada, K., Kino, M., Doi, A., et al. 2016, ApJ, 817, 131
Harms, R. J., Ford, H. C., Tsvetanov, Z. I., et al. 1994, ApJL, 435, L35
Hawking, S. W. 1976, PhRvD, 14, 2460
Hilbert, D. 1917, Nachrichten von der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen—Mathematisch-physikalische Klasse (Berlin: Weidmannsche Buchhandlung)
Ho, L. C. 1999, ApJ, 516, 672
Högbom, J. A. 1974, A&AS, 15, 417
Honma, M., Akiyama, K., Uemura, M., & Ikeda, S. 2014, PASJ, 66, 95
Ichimaru, S. 1977, ApJ, 214, 840
Janssen, M., Goddi, C., van Bemmel, I. M., et al. 2019, A&A, submitted (arXiv:1902.01749)
Johannsen, T., Broderick, A. E., Plewa, P. M., et al. 2016, PhRvL, 116, 031101
Johannsen, T., & Psaltis, D. 2010, ApJ, 718, 446
Johannsen, T., Psaltis, D., Gillessen, S., et al. 2012, ApJ, 758, 30
Johnson, M. D. 2016, ApJ, 833, 74
Johnson, M. D., Fish, V. L., Doeleman, S. S., et al. 2015, Sci, 350, 1242

Junor, W., Biretta, J. A., & Livio, M. 1999, Natur, 401, 891
Kamruddin, A. B., & Dexter, J. 2013, MNRAS, 434, 765
Kardashev, N. S., Novikov, I. D., Lukash, V. N., et al. 2014, PhyU, 57, 1199
Kassim, N. E., Perley, R. A., Erickson, W. C., & Dwarakanath, K. S. 1993, AJ, 106, 2218
Kaup, D. J. 1968, PhRv, 172, 1331
Kerr, R. P. 1963, PhRvL, 11, 237
Kim, J., Marrone, D. P., Beaudoin, C., et al. 2018a, Proc. SPIE, 10708, 107082S
Kim, J., Marrone, D. P., Chan, C.-K., et al. 2016, ApJ, 832, 156
Kim, J.-Y., Krichbaum, T. P., Lu, R.-S., et al. 2018b, A&A, 616, A188
Kormendy, J., & Richstone, D. 1995, ARA&A, 33, 581
Krichbaum, T. P., Graham, D. A., Witzel, A., et al. 1998, A&A, 335, L106
Krichbaum, T. P., Zensus, J. A., Witzel, A., et al. 1993, A&A, 274, L37
Kuo, C. Y., Asada, K., Rao, R., et al. 2014, ApJL, 783, L33
Kuramochi, K., Akiyama, K., Ikeda, S., et al. 2018, ApJ, 858, 56
Liebling, S. L., & Palenzuela, C. 2012, LRR, 15
Liska, M., Hesp, C., Tchekhovskoy, A., et al. 2018, MNRAS, 474, L81
Lister, M. L., Aller, M. F., Aller, H. D., et al. 2018, ApJS, 234, 12
Lobanov, A. 2017, NatAs, 1, 0069
Lu, R.-S., Broderick, A. E., Baron, F., et al. 2014, ApJ, 788, 120
Lu, R.-S., Krichbaum, T. P., Roy, A. L., et al. 2018, ApJ, 859, 60
Lu, R.-S., Roelofs, F., Fish, V. L., et al. 2016, ApJ, 817, 173
Luminet, J.-P. 1979, A&A, 75, 228
Lynden-Bell, D. 1969, Natur, 223, 690
Macchetto, F., Marconi, A., Axon, D. J., et al. 1997, ApJ, 489, 579
Marrone, D. P., Moran, J. M., Zhao, J.-H., & Rao, R. 2007, ApJL, 654, L57
Marshall, H. L., Miller, B. P., Davis, D. S., et al. 2002, ApJ, 564, 683
Matthews, L. D., Crew, G. B., Doeleman, S. S., et al. 2018, PASP, 130, 015002
Mazur, P. O., & Mottola, E. 2004, PNAS, 101, 9545
McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W., & Golap, K. 2007, in ASP Conf. Ser. 376, Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI, ed. R. A. Shaw, F. Hill, & D. J. Bell (San Francisco, CA: ASP), 127
Medeiros, L., Chan, C.-k., Özel, F., et al. 2017, ApJ, 844, 35
Mertens, F., Lobanov, A. P., Walker, R. C., & Hardee, P. E. 2016, A&A, 595, A54
Miyoshi, M., Moran, J., Herrnstein, J., et al. 1995, Natur, 373, 127
Mizuno, Y., Younsi, Z., Fromm, C. M., et al. 2018, NatAs, 2, 585
Mościbrodzka, M., Dexter, J., Davelaar, J., & Falcke, H. 2017, MNRAS, 468, 2214
Mościbrodzka, M., Falcke, H., & Shiokawa, H. 2016, A&A, 586, A38
Mościbrodzka, M., & Gammie, C. F. 2018, MNRAS, 475, 43
Mościbrodzka, M., Gammie, C. F., Dolence, J. C., Shiokawa, H., & Leung, P. K. 2009, ApJ, 706, 497
Nagar, N. M., Falcke, H., & Wilson, A. S. 2005, A&A, 435, 521
Nakamura, M., & Asada, K. 2013, ApJ, 775, 118
Nakamura, M., Asada, K., Hada, K., et al. 2018, ApJ, 868, 146
Narayan, R., Igumenshchev, I. V., & Abramowicz, M. A. 2003, PASJ, 55, L69
Narayan, R., & Nityananda, R. 1986, ARA&A, 24, 127
Narayan, R., Sadowski, A., Penna, R. F., & Kulkarni, A. K. 2012, MNRAS, 426, 3241
Narayan, R., & Yi, I. 1995, ApJ, 452, 710
Narayan, R., Yi, I., & Mahadevan, R. 1995, Natur, 374, 623
Noble, S. C., Leung, P. K., Gammie, C. F., & Book, L. G. 2007, CQGra, 24, 259
Olivares, H., Younsi, Z., Fromm, C. M., et al. 2019, PhRvD, submitted (arXiv:1809.08682)
Ortiz-León, G. N., Johnson, M. D., Doeleman, S. S., et al. 2016, ApJ, 824, 40
Owen, F. N., Eilek, J. A., & Kassim, N. E. 2000, ApJ, 543, 611
Owen, F. N., Hardee, P. E., & Cornwell, T. J. 1989, ApJ, 340, 698
Padin, S., Woody, D. P., Hodges, M. W., et al. 1990, ApJL, 360, L11
Palumbo, F., Doeleman, S., Johnson, M., Bouman, K., & Chael, A. 2019, ApJ, submitted
Pearson, T. J., & Readhead, A. C. S. 1984, ARA&A, 22, 97
Penrose, R. 1965, PhRvL, 14, 57
Perlman, E. S., Adams, S. C., Cara, M., et al. 2011, ApJ, 743, 119
Porth, O., Chatterjee, K., Narayan, R., et al. 2019, ApJS
Porth, O., Olivares, H., Mizuno, Y., et al. 2017, ComAC, 4, 1
Primiani, R. A., Young, K. H., Young, A., et al. 2016, JAI, 5, 1641006
Psaltis, D., Özel, F., Chan, C.-K., & Marrone, D. P. 2015, ApJ, 814, 115
Psaltis, D., Perrodin, D., Dienes, K. R., & Mocioiu, I. 2008, PhRvL, 100, 091101
Pu, H.-Y., Wu, K., Younsi, Z., et al. 2017, ApJ, 845, 160
Readhead, A. C. S., Walker, R. C., Pearson, T. J., & Cohen, M. H. 1980, Natur, 285, 137
Reid, M. J., Biretta, J. A., Junor, W., Muxlow, T. W. B., & Spencer, R. E. 1989, ApJ, 336, 112
Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, ARA&A, 44, 49
Roelofs, F., Falcke, H., Brinkerink, C., et al. 2019a, A&A, submitted
Roelofs, F., Johnson, M. D., Shiokawa, H., Doeleman, S. S., & Falcke, H. 2017, ApJ, 847, 55
Rogers, A. E. E., Hinteregger, H. F., Whitney, A. R., et al. 1974, ApJ, 193, 293
Ryan, B. R., Ressler, S. M., Dolence, J. C., Gammie, C., & Quataert, E. 2018, ApJ, 864, 126
Sadowski, A., Narayan, R., McKinney, J. C., & Tchekhovskoy, A. 2014, MNRAS, 439, 503
Sanders, D. B., Phinney, E. S., Neugebauer, G., Soifer, B.

T., & Matthews, K. 1989, ApJ, 347, 29

Schmidt, M. 1963, Natur, 197, 1040

Schwarzschild, K. 1916, Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin: Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin)

Shaikh, R., Kocherlakota, P., Narayan, R., & Joshi, P. S. 2019, MNRAS, 482, 52

Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337

Sun, W. H., & Malkan, M. A. 1989, ApJ, 346, 68

Takahashi, R. 2004, ApJ, 611, 996

Thiébaut, É 2013, in New Concepts in Imaging: Optical and Statistical Models, EAS Publications Series, Vol. 59, ed. D. Mary, C. Theys, & C. Aime (Les Ulis: EDP Sciences), 157

Thompson, A. R., Moran, J. M., & Swenson, G. W., Jr. 2017, Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy (3rd ed.; Berlin: Spinger) van Cittert, P. H. 1934, Phy, 1, 201

Vertatschitsch, L., Primiani, R., Young, A., et al. 2015, PASP, 127, 1226

Vincent, F. H., Meliani, Z., Grandclément, P., Gourgoulhon, E., & Straub, O. 2016, CQGra, 33, 105015

Wagner, J., Roy, A. L., Krichbaum, T. P., et al. 2015, A&A, 581, A32

Walker, R. C., Hardee, P. E., Davies, F. B., Ly, C., & Junor, W. 2018, ApJ, 855, 128

Walsh, J. L., Barth, A. J., Ho, L. C., & Sarzi, M. 2013, ApJ, 770, 86

Webster, B. L., & Murdin, P. 1972, Natur, 235, 37

Whitney, A. R., Beaudoin, C. J., Cappallo, R. J., et al. 2013, PASP, 125, 196

Whitney, A. R., Cappallo, R., Aldrich, W., et al. 2004, RaSc, 39

Wiaux, Y., Jacques, L., Puy, G., Scaife, A. M. M., & Vandergheynst, P. 2009, MNRAS, 395, 1733

Wrobel, J. M., & Heeschen, D. S. 1984, ApJ, 287, 41

Young, A., Primiani, R., Weintroub, J., et al. 2016, in IEEE Int. Symp., Phased

Array Systems and Technology (ARRAY) (New York: IEEE), 1

Younsi, Z., Zhidenko, A., Rezzolla, L., Konoplya, R., & Mizuno, Y. 2016, PhRvD, 94, 084025

Yuan, F., Markoff, S., & Falcke, H. 2002, A&A, 383, 854

Yuan, F., & Narayan, R. 2014, ARA&A, 52, 529

Zensus, J. A. 1997, ARA&A, 35, 607